Ueber eine Untersuchung der vom RaD emittierten Wellenstrahlung nach der Wilsonmethode.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der Philosophischen Fakultät

der

Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Berlin

von

Gottfried Frhr. von Droste zu Vischering-Padberg
aus Neupasing bei München.

Tag der mündlichen Prüfung: 23. Februar 1933
Tag der Promotion: 17. Oktober 1933.

Gebrüder Hoffmann, Charlottenburg, Schillerstr. 44.

597

Referenten: Professor Dr. Lise Meitner

Professor Dr. Peter Pringsheim

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Einleitung	17
Versuchsanordnung	20
Ausführung der Versuche	22
Auswertung der Platten	24
Reichweitekurven der β-Strahlen	25
Abhängigkeit der Reichweite von der Energie	29
Berechnung der Quantenausbeute	34
Zusammenfassung	40

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41533918_0073

Es wird die vom Ra D ausgehende Wellenstrahlung durch Beobachtung der in einer Wilsonkammer ausgelösten Sekundärelektronen untersucht. Die mittleren Reichweiten verschiedener Gruppen der Sekundärelektronen werden bestimmt und den entsprechenden Energien zugeordnet.

Die β-Strahlspektren der radioaktiven Substanzen entstehen bekanntlich durch Photoeffekte der γ-Strahlen. Die von den Atomkernen ausgesandten γ-Strahlen werfen aus der eigenen Elektronenhülle Elektronen heraus, wobei die ursprüngliche γ-Strahlenenergie in der Ablösungsarbeit und in der kinetischen Energie des Elektrons wiedererscheint. Der Prozeß wird als „innere Absorption" im K-, L-, ... Niveau bezeichnet. Damit soll aber nicht gesagt sein, daß der angeregte Atomkern erst durch Emission eines γ-Strahles in den unangeregten Zustand übergeht und der γ-Strahl dann Photoeffekte in der Elektronenhülle auslöst. Die heute übliche Deutung[1]) ist vielmehr die, daß der angeregte Kern zwei Möglichkeiten hat, seine überschüssige Energie abzugeben, entweder durch Emission eines Strahlungsquants oder durch Herauswerfen eines schnell bewegten Elektrons. Die Energiebilanz für diesen Vorgang ist natürlich dieselbe wie beim wahren Photoeffekt. Die Wahrscheinlichkeit für jeden dieser Prozesse läßt sich bestimmen, wenn man die Zahl der austretenden Quanten und die Zahl der ausgelösten schnellen Elektronen messen kann. Im Gebiet kurzwelliger γ-Strahlen sind solche Messungen von Ellis und Mitarbeitern[2]) auf photographischem Wege durchgeführt worden, und haben unter anderem ergeben, daß keine einfache Beziehung für die Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeit der inneren Absorption von der Wellenlänge zu bestehen scheint.

---

[1]) A. Smekal, ZS. f. Phys. **10**, 275, 1922; S. Rosseland, ebenda **14**, 173, 1923; L. Meitner, ebenda **17**, 54, 1923.

[2]) C. D. Ellis u. H. W. B. Skinner, Proc. Roy. Soc. London (A) **105**, 60, 165, 1924; C. D. Ellis u. G. H. Aston, ebenda **129**, 180, 1930; C. D. Ellis, ebenda **138**, 318, 1932.

Besonders durchsichtig in dieser Hinsicht liegen die Verhältnisse beim Ra D[1]), einem Bleiisotop, welches nur eine einzige monochromatische γ-Linie von der Wellenlänge $\lambda = 261$ X-E. (entsprechend einer Energie von 47,200 ekV) aussendet und nach nachstehendem Schema sich umwandelt:

$$\text{Ra D} \xrightarrow{\beta} \text{Ra E} \xrightarrow{\beta} \text{Po} \xrightarrow{\alpha} \text{Pb}.$$

Das außer der primären weichen β-Strahlung vorhandene sekundäre β-Strahlspektrum des Ra D besteht aus fünf Gruppen, welche bzw. aus dem L_1-, L_2-, L_3-, M_1- und N_1-Niveau stammen. Das aus dem Ra D gebildete Folgeprodukt Ra E sendet außer einem kontinuierlichen β-Strahlspektrum zwei Gruppen von Wellenstrahlung[2]) aus. Die Wellenlänge der weicheren Komponente liegt bei etwa 157 X-E., sie stellt die durch den Zerfall angeregte K-Strahlung des Folgeproduktes Polonium dar. Die härtere Komponente (etwa 50 X-E.) besitzt eine sehr kleine Intensität.

Der Umstand, daß beim Ra D nur *eine* γ-Linie vorhanden ist, erleichtert sehr die Bestimmung der Zahl der emittierten γ-Quanten und der sekundären Elektronen. Es wurden daher solche Messungen auch mehrfach durchgeführt. Man kann einmal die Intensität der γ-Strahlung direkt messen, daraus die Zahl der γ-Quanten bestimmen und sie mit der Zahl der pro Sekunde zerfallenden Atome vergleichen, welche man aus der Zahl der α-Teilchen erhält, die das mit Ra D im Gleichgewicht stehende Po aussendet. Andererseits kann man die vom Ra D ausgesandten sekundären β-Strahlen, deren jedem ein im eigenen Atom absorbiertes γ-Quant entspricht, direkt zählen. Beide Zahlen zusammen ergeben die Zahl der insgesamt emittierten Strahlen. Man fand, daß jeder zerfallende Ra D-Atomkern auch die der γ-Linie entsprechende Anregung aufweist.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Größe der inneren Absorption auf anderem Wege bestimmt. Das Prinzip der Methode beruht auf folgenden Tatsachen: Die Auslösung von Elektronen, z. B. aus den L-Niveaus, bedeutet zugleich die Anregung der charakteristischen L-Strahlung, und die Intensität dieser Strahlung muß von der Anregungswahrscheinlichkeit, also von der Zahl der herausgeworfenen L-Elektronen abhängen. Man kann nun die Intensität dieser Wellenstrahlung bestimmen, z. B. aus der Anzahl der von ihr bei der Absorption in Luft ausgelösten Elektronen, da der Absorptionskoeffizient für Luft bekannt ist. Auf dieselbe Weise kann man die Intensität der vom Ra D ausgesandten γ-Quanten erhalten. Durch Vergleich beider Werte bekommt man die Wahrscheinlichkeit, daß ein

[1]) L. Meitner, ZS. f. Phys. **11**, 35, 1922.
[2]) S. Bramson, ebenda **66**, 721, 1930.

angeregter Ra D-Kern entweder durch Auslösen eines L-Elektrons oder durch Emission eines γ-Strahles in den unangeregten Zustand übergeht.

Die in Luft ausgelösten Elektronen kann man in einer Wilsonschen Nebelkammer sichtbar machen, photographieren und auszählen. Man muß, wie bekannt, unter diesen Elektronenstrahlen zwei Typen unterscheiden nach zwei verschiedenen Prozessen ihrer Entstehung. Einmal kann ein Lichtquant seine ganze Energie $h\nu$ auf ein Elektron übertragen, an dem sie in Form kinetischer Energie + Ablösungsarbeit erscheint: Die sogenannte wahre Absorption (Photoeffekt). Der andere Prozeß besteht darin, daß ein Lichtquant, welches von einem (nahezu freien) Elektron gestreut wird, letzterem einen Rückstoß erteilt: Die Comptonstreuung. Alle sekundären β-Strahlen, die einem Photoprozeß ihre Entstehung verdanken, haben daher nahezu die gleiche Energie, wenn die Ablösungsarbeit klein gegen $h\nu$ ist. Die meisten Elektronen werden in der Richtung des elektrischen Vektors der einfallenden Wellenstrahlung ausgelöst, d. h. bei unpolarisierter Strahlung in der Ebene senkrecht zur Strahlrichtung. Über diese Richtungsverteilung liegen eingehende Untersuchungen vor, gewonnen durch Beobachtung der von Röntgenstrahlen beim Durchgang durch die Wilsonkammer in Gasen ausgelösten Sekundärelektronen. Im Gegensatz zu den Photoelektronen unterscheiden sich die Rückstoßelektronen durch die Beziehung zwischen Energie und Rückstoßwinkel. Dieser Unterschied liefert zugleich die Möglichkeit der Trennung beider Vorgänge. Da einer bestimmten Anfangsenergie des Sekundärelektrons eine bestimmte mittlere wahre, d. h. längs der Bahn gemessene Reichweite entspricht, bietet die Ausmessung der von den Photoelektronen in der Wilsonkammer erzeugten Nebelspuren ein bequemes Mittel zur Bestimmung der Energie und damit auch der Wellenlänge der absorbierten Wellenstrahlung. Durch das Auszählen der Bahnspuren bei Kenntnis des Absorptionskoeffizienten für Strahlung der betreffenden Wellenlänge in dem verwandten Gas kann man die Anzahl der einfallenden Wellenquanten in einem bestimmten Zeitbruchteil bestimmen. Dieser ist bedingt durch die „wirksame Zeitdauer", während der sich die Nebelspuren in der durch die adiabatische Abkühlung übersättigten Atmosphäre ausbilden. Um daher die absolute Intensität bestimmen zu können, müßte man diese wirksame Ausbildungszeit kennen. Da sie von den äußeren Versuchsbedingungen, vor allem dem Weg, den der Kolben bei der Expansion zurücklegt, abhängt, ist eine genaue Bestimmung nicht möglich. Für die vorliegende Untersuchung war dies jedoch ohne Einfluß, da es nur darauf ankam, die relativen Intensitäten zweier verschiedener, aber gleichzeitig vorhandener Wellenstrahlungen zu bestimmen.

Versuchsanordnung. Zur Ausführung der Versuche diente die von J. Petrová[1]) beschriebene Wilsonapparatur. Vorversuche ergaben die Notwendigkeit, mit einem scharf ausgeblendeten Strahlenbüschel zu arbeiten. Anderenfalls wurden nämlich die meisten Elektronenstrahlen nicht im Füllgas der Nebelkammer, sondern an deren Wänden ausgelöst, so daß eine genaue Auszählung unmöglich war. Fig. 1 zeigt die endgültige Versuchsanordnung. Die Nebelkammer war wie üblich gebaut: Der 35 mm hohe und etwa 2 bis 3 mm dicke Glasring r war in die 5 mm tiefe Nut eines 18 mm hohen Messingflansches f eingelassen. Auf den Glasring war eine etwa 1 cm überstehende, 10 mm dicke Spiegelglasplatte s aufgekittet. Zwischen dieser und dem Glasring befand sich ein nach innen etwas vorstehender Ring aus dünnem Kupferblech, zur Zuführung der Spannung. Es wurden etwa 20 bis 40 Volt/cm angelegt. Kurz vor Beendigung der Expansion wurde das Feld automatisch abgeschaltet und gleichzeitig Kupferring und geerdete übrige Apparatur kurz geschlossen. Die Endlage war infolge des Aufschlagens des Kolbens auf eine Filzplatte immer die gleiche, die Anfangsstellung war durch einen verstellbaren Anschlag gegeben. Die Kolbenhöhe konnte zur Kontrolle durch Beobachten der Marke m mit einem Fernrohr gemessen werden.

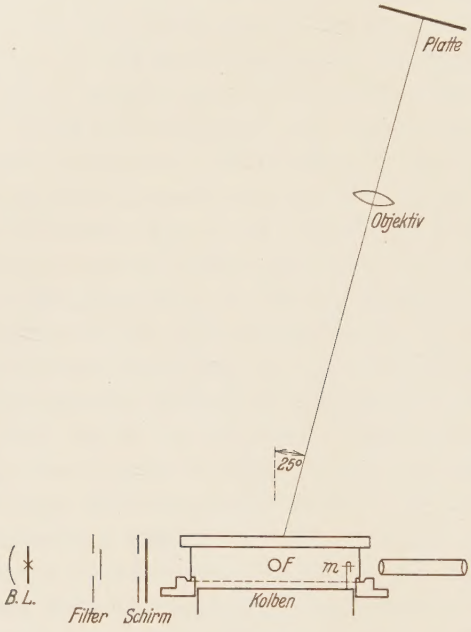


Fig. 1.

In den Glasring waren an zwei nicht genau gegenüberliegenden Stellen kreisförmige Öffnungen gebohrt. In die eine von 1 cm Durchmesser war mittels einer Messinghülse ein Glashahn eingekittet, der mit Pumpe und Manometer verbunden werden konnte. Auf die andere Bohrung von 15 mm Durchmesser war ein Teil des Blendensystems gekittet, der Verschluß

[1]) J. Petrová, ZS. f. Phys. **55**, 621, 1929.

erfolgte durch eine Glimmerfolie F von etwa 25 μ Dicke. Die genaue Lage von Präparat und Blenden zeigt Fig. 2. Als Träger der ganzen Anordnung diente eine rechteckige, etwa 10 cm lange Messingplatte p, die einerseits auf dem Messingflansch der Nebelkammer, andererseits auf einem mit der übrigen Apparatur fest verbundenen Messingtischchen ruhte. Die Befestigung erfolgte mittels versenkter Schrauben, so daß auch nach gelegentlichem Abheben der Nebelkammer die ursprüngliche Lage des Systems genau wieder hergestellt werden konnte. Das Ra D-Präparat P befand sich in einem Gläschen aus Jenaer Glas von 15 mm Durchmesser, dessen Boden sich stark verjüngte, so daß die endgültige Bodenfläche $< 20\,\text{mm}^2$ war.

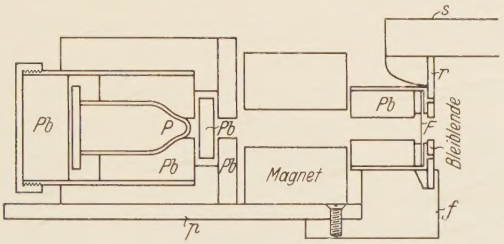


Fig. 2.

Die Glasdicke war möglichst gleichmäßig und betrug etwa 1 mm. Beim Eindampfen wurde darauf geachtet, daß sich möglichst wenig Substanz an den Glaswänden absetzte. Das Ra D war denn auch gleichmäßig über den Boden des Gläschens verteilt. Letzteres wurde horizontal in einen Bleiblock von etwa 5 cm Höhe und Breite eingebaut. Zwischen zwei Blendenöffnungen von 5 mm Durchmesser bewegte sich ein Bleischieber von 2 mm Dicke, welcher durch einen Magneten betätigt wurde. Die Freigabe im geeigneten Augenblick erfolgte durch einen über die Kolbenstange mit der Kolbenbewegung gekoppelten Kontakt. Die Schließung fand 2 bis 3 mm vor Beendigung des Kolbenweges statt, doch erfolgte die Freigabe des Präparates sicher nicht vor Beendigung der Expansion, wie besonders festgestellt wurde. Die vom Präparat ausgehenden β-Strahlen wurden durch das Feld eines hufeisenförmigen Elektromagneten von der Nebelkammer ferngehalten. Hinter dem Magneten stand eine Bleiblende von 6 mm Durchmesser und 15 mm Länge, die auf den Glasring aufgekittet war. Um das Entstehen störender Streustrahlung möglichst zu vermeiden, war dafür Sorge getragen, daß das direkte γ-Strahlenbüschel nur auf Blei treffen konnte. Da die Energie der Blei-K-Kante beträchtlich größer ist als die der verwandten γ-Strahlung, konnte dies unbedenklich geschehen.

Die Beleuchtung erfolgte von der Seite durch den Glasring mit einer Spiegelbogenlampe „Artisol" der Firma Hahn-Goerz. Durch ein rotundurchlässiges Glasfilter wurden die Wärmestrahlen aus dem Strahlengang entfernt. Ein mit einem Schlitz versehener Schirm, welcher automatisch betätigt wurde, gestattete die Beleuchtung der Nebelkammer auf die Dauer der Expansion zu beschränken. Alle Teile der Apparatur, von denen aus Licht in die Objektive gelangen konnte, waren geschwärzt. Zum Photographieren der Bahnspuren wurde die von J. Petrová benutzte Rüo-Caleinar Stereo-Kamera verwandt. Die Belichtungszeit betrug etwa $^1/_5$ sec. Im geeigneten Moment erfolgte die Auslösung durch einen mit der Kolbenstange verbundenen Kontakt. Die photographische Kammer wurde so angebracht, daß die durch die beiden Achsen der Objektive gegebene Ebene das Strahlenbündel enthielt. Um größere Helligkeit zu erhalten, wurde die Kamera gegen das Lichtbündel der Bogenlampe geneigt. Der Winkel betrug 64,5°.

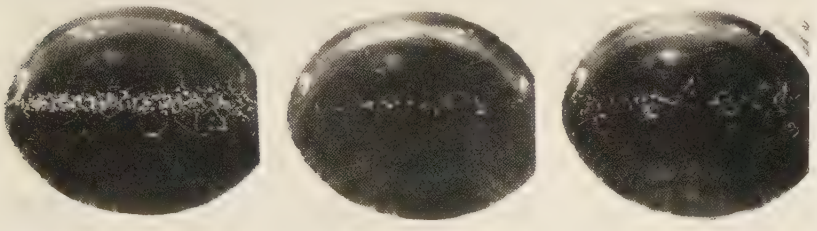
Ausführung der Versuche. Die Versuche wurden in Luft, Kohlensäure und Argon bei verschiedenen Drucken durchgeführt. Zwischen die einzelnen Aufnahmen wurden Wartezeiten von je 3 Minuten eingelegt, so daß sicher der Temperaturausgleich in der Nebelkammer vollzogen war. Druck und Temperatur vor jeder Expansion wurden immer kontrolliert.

Photographiert wurde auf Agfa Extrarapid-Platten 10 × 15 cm². Bei einem Objektabstand von etwa 40 cm kamen dann die beiden Stereoskopbilder der Nebelkammer eben noch auf eine Platte. Als Nebelbildner wurde teils Wasserdampf verwandt, teils Äthylalkohol. Bei den Versuchen mit Alkohol wurden die obere Glasplatte der Nebelkammer mit einem Film aus Acetylcellulose, der Kolbenboden mit einer alkoholischen Gelatine überzogen. In der Alkoholatmosphäre quoll dann der Film gleichmäßig an. Das Arbeiten mit Alkohol ist in vielem vorteilhafter als das mit Wasserdampf, schon wegen des erheblich kleineren Expansionsverhältnisses.

Es wurden im ganzen über 1200 Aufnahmen gemacht, welche in sechs Serien zerfallen. Die Serien I bis V wurden mit einem Ra D-Präparat von 23 mg Ra-Äquivalent, die Serie VI mit einem solchen von 43 mg gemacht[1]). Das Ra D befand sich normalerweise mit seinen Folgeprodukten Ra E und Po im radioaktiven Gleichgewicht. Die Serien I, II und III wurden bei 160 mm Anfangs-, entsprechend 121,5 mm Enddruck, in Luft aufgenommen. Bei I erfolgte die Wegnahme der β-Strahlen des Ra E im Gegensatz zu allen anderen Aufnahmen durch eine Aluminiumfolie von

[1]) Für die Herstellung der Präparate bin ich Herrn Dr. O. Erbacher zu großem Dank verpflichtet.

0,6 mm Dicke. Zu den Aufnahmen der Serie III wurde das Ra D-Präparat von Ra E und Po befreit. Serie IV enthält Aufnahmen in Luft bei einem Enddruck von 538,3 mm Hg. Um die Reichweite noch mehr zu verkürzen, wurde noch eine Aufnahmeserie V in CO_2 bei einem Druck von 501,7 mm vorgenommen. Da die Berechnung der Anzahl der Ra D-γ-Quanten infolge der geringen Anzahl der Photoelektronen und der Unsicherheit in der Bestimmung der Zahl der Streuelektronen aus den Serien I bis V nicht sehr genau sein konnte, wurde die Aufnahmeserie VI in Argon vorgenommen, mit Alkohol als Nebelbildner. Infolge des großen Absorptionskoeffizienten in Argon war die Ausbeute groß genug, ferner war die Streuung gegen die Absorption zu vernachlässigen. Die 80 Aufnahmen dieser Serie wurden mit einem reinen Ra E-freien Präparat gemacht, innerhalb eines Zeitraumes



I II III

Fig. 3. Photo-Elektronen der Ra D γ-Strahlung und der Bi L-Strahlung (Argon mit Alkohol). I Bei großer Blende, II bei kleiner Blende, III bei großer Blende nach Wegfilterung der weichen L-Strahlung.

von 12 Stunden nach der Abtrennung. Die bis dahin nachgebildete Menge Ra E beträgt höchstens 7 %. Da infolge der großen Absorption des Argons die Anzahl der Photoelektronen der weichen L-Strahlung des Bi mit der alten Blendenanordnung einige Hundert betrug, wurde zur Auszählung die Hälfte der Aufnahmen dieser Serie mit einer Blende von 1,4 statt 6,0 mm Durchmesser vorgenommen. Die Öffnungen verhalten sich wie 1 : 18,4. Hierdurch wurde erreicht, daß die Zahl der Bahnen auf einer Platte (etwa 25) bequem auszählbar war. Der andere Teil der Aufnahmen mit der alten Blendenanordnung diente zur Auszählung der Photoelektronen der γ-Strahlung, wobei die störende weiche L-Strahlung durch ein Filter aus dem Strahlengang entfernt wurde. Als Filter diente mit Bleinitrat getränktes Filtrierpapier. Durch Wägung wurde die Dicke dieser „Bleifolie“ zu 27,7 mg/cm² bestimmt. Mit einem Massenschwächungskoeffizienten für Blei und $\lambda = 261$ X-E. (interpoliert nach Allen) von 9,53 findet man, daß durch das Filter 76 % der γ-Strahlen hindurchgelassen wurden. Der

Enddruck bei diesen Aufnahmen betrug 621 mm. Die Temperatur bei allen Aufnahmen betrug meistens 20° C.

Unter den auftretenden Sekundärelektronen lassen sich drei Gruppen verschiedener Bahnlängen unterscheiden. Eine erste Gruppe, nur bei den Serien I bis III bei 160 mm erkennbar, besteht aus Bahnspuren bis etwa 1 mm Länge. Eine zweite, die intensivste Gruppe, hat eine Reichweite von etwa 3 mm. Ferner traten Nebelspuren auf mit einer Länge bis über 40 mm. Die Angaben beziehen sich auf Luft von 760 mm Hg Druck und 15° C.

In Fig. 3 sind drei Aufnahmen wiedergegeben, welche die gute Ausblendung des γ-Strahlbüschels zeigen.

Auswertung der Platten. Die Ausmessung der Bahnspuren erfolgte mittels eines einfachen Stereokomparators unter etwa dreifacher Vergrößerung. Die Ablesung der in der Plattenebene liegenden Koordinaten X und Y geschah mittels Nonius und Lupe mit einer Genauigkeit von $^1/_{10}$ mm. Die Messung der Koordinatendifferenzen in der zur Platte senkrechten Z-Richtung erfolgte durch Bestimmung der jeweils zu einem bestimmten ΔZ gehörenden Differenz der Abstände der Nadelspitzen, welche mittels Mikrometerschraube auf $^1/_{100}$ mm ablesbar war. Das Abbildverhältnis der photographischen Kammer wurde ermittelt durch Ausmessen der Bilder eines in verschiedenen Lagen in der Nebelkammer photographierten Glasmaßstabes unter einem Zeissschen Komparator. Bei den Maßstabaufnahmen wurde, wie bei den eigentlichen β-Strahlaufnahmen, durch die Spiegelglasplatte der Nebelkammer photographiert. Für das Abbildverhältnis ergab sich ein Mittelwert von 3,468 mm Platte auf 10 mm in der Objektebene. Wurde der Maßstab an den Rand der Nebelkammer gelegt, so ergab sich eine Abweichung $< 1\,\%$. Die Umrechnung der an der Mikrometerschraube abgelesenen Werte auf die Höhenkoordinate Z erfolgte mit einem experimentell ermittelten Faktor, und zwar betrug die zu einer Höhendifferenz von 10 mm (auf der Achse) gehörende Verschiebung zweier entsprechender Punktepaare auf der Platte 0,489 mm. Der Fehler, der entstand, wenn der Maßstab in der optischen Achse um 1 cm aus der Objektebene gebracht wurde, betrug 5 %. Ebensogroß war der gleiche Fehler beim Abbildverhältnis der X- und Y-Koordinaten. Solche Punkte befanden sich allerdings infolge der begrenzten Tiefenschärfe (Öffnung 1 : 4,5) an der Grenze der scharfen Abbildung. Nach Möglichkeit wurden auch nur Strahlbahnen ausgemessen, die innerhalb dieser beiden Grenzebenen lagen. Der größte Fehler beim Ausmessen war mit der Bestimmung der Größe ΔZ verbunden (etwa 10 % dieser Größe). Das würde maximal 6 % der ganzen Reichweite aus-

machen. Da aber, wie erwähnt, vorzugsweise Bahnen zur Ausmessung herangezogen wurden, die in der Objektebene verliefen, wird der wirkliche Fehler erheblich kleiner sein. Der gesamte mittlere Fehler wird daher 5% der Bahnlänge kaum übersteigen.

Alle so gemessenen Bahnlängen wurden auf 760 mm und 15° C umgerechnet. Die Bestimmung des hierzu nötigen Expansionsverhältnisses konnte sowohl durch Druckmessung am Manometer, wie durch Messung des vom Kolben bei der Expansion zurückgelegten Weges erfolgen. Die auf beide Arten gemessenen Expansionsverhältnisse stimmten überein. Im folgenden einige Angaben für Äthylalkohol: Argon, 681,0 mm: 1,107; Luft, 533 mm: 1,16; CO_2, 600 mm: 1,235.

Bei den Reichweiten der mit Wasserdampf erzeugten Bahnen wurde das von dem der Luft nicht sehr abweichende Bremsvermögen des Dampfes nicht berücksichtigt, zumal dies bisher im allgemeinen auch nicht geschehen ist. Bei Verwendung von Alkoholdampf (44 mm bei 20°) mußte es natürlich in Rechnung gesetzt werden. Die Angaben für das Bremsvermögen wurden einer Arbeit von K. Philipp[1]) entnommen. Bei der Umrechnung wurde angenommen, daß das Bremsvermögen eines Gasgemisches sich additiv aus den molekularen Bremsvermögen der Bestandteile zusammensetzt, und ferner, daß sich die Reichweiten umgekehrt verhalten wie die Bremsvermögen.

Reichweitekurven der β-Strahlen. Die so erhaltenen Reichweitenkurven der Serien I und II zusammengenommen, zeigt Fig. 4, *a* und *b*. In Kurve *a* ist als Ordinate die Zahl der Bahnen aufgetragen, deren Länge größer ist als die Abszisse angibt. Man erkennt zwei Gruppen verschiedener Reichweite. Die erste geht von 0 bis 1,2, die zweite von 1,3 bis 5 mm. Außerdem traten noch einzelne Bahnspuren größerer Länge auf. Die Elektronenbahnen der zweiten Gruppe verraten sich durch ihre Richtungsverteilung als Photoelektronen. Diese Gruppe verschwand fast völlig, wenn etwa 3 mm Aluminium in den Gang der γ-Strahlen gebracht wurden. Es konnte sich daher nur um eine recht weiche Röntgenstrahlung handeln. Die aus ihrer mittleren Reichweite von etwa 3,1 mm geschlossene Energie von 13 ekV stimmt etwa mit der der Röntgen-*L*-Strahlung des Bi überein. Man muß daher in den β-Strahlen dieser Gruppe die Wirkung der durch die erwähnte innere Absorption der γ-Strahlung des Ra D in den *L*-Schalen des Bi-Isotops Ra E angeregten charakteristischen Strahlung sehen (Fig. 4, *a* und *b*). An Fig. 4b, der zu 4a gehörigen Differentialkurve, erkennt man Maxima und Minima (s. nächstes

[1]) K. Philipp, ZS. f. Phys. **17**, 23, 1923.

Kapitel). Die erste Gruppe der Bahnspuren $< 1{,}2$ mm ist ohne Zweifel den Rückstoßelektronen der γ-Strahlung des Ra D von 47200 eVolt zuzuordnen. Deren maximale Energie berechnet man aus der Theorie der Comptonstreuung zu 7,37 ekV. Allerdings zeigt Kurve 4b eine Abnahme der Zahl der Bahnen, welche kürzer als 0,4 mm sind, während ein weiteres Ansteigen bis $R = 0$ erwartet wird. Es ist jedoch bei so kurzen Reich-

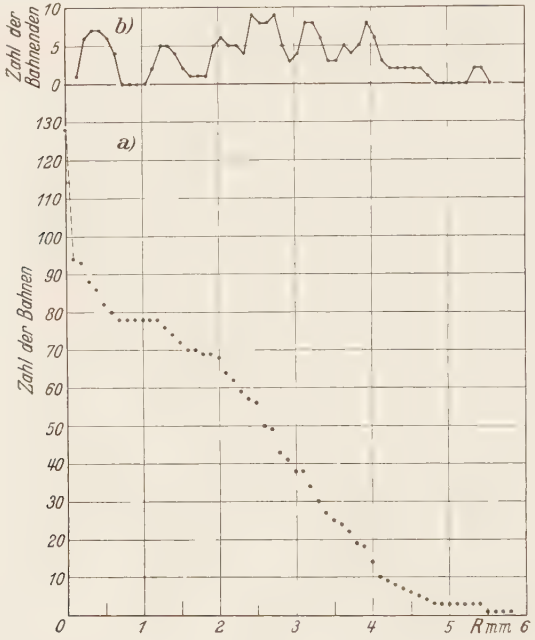


Fig. 4.

weiten ein quantitatives Ausmessen nicht mehr möglich. Da es für die später aufzustellende Statistik jedoch notwendig war, die Gesamtzahl der Streuelektronen zu kennen, wurden noch die einzeln auftretenden Nebelballen gezählt und dazugenommen. Da solche fast nur in dem von den γ-Strahlen durchsetzten, zylinderförmigen Raum auftraten, darf man hoffen, ihre Zahl quantitativ erfaßt zu haben. Der oberste Punkt in Fig. 4 an der Stelle $R = 0{,}0$ mm wurde so erhalten und durch eine gestrichelte Linie mit dem nächsten verbunden.

Die Serien IV (Luft von 538,3 mm Enddruck) und V (CO_2 bei 501,7 mm Enddruck) wurden nach Umrechnung auf N. D. 15° und Luft zusammengefaßt. Die Reichweiten sind in Fig. 5 aufgetragen. Aus Reichweite-

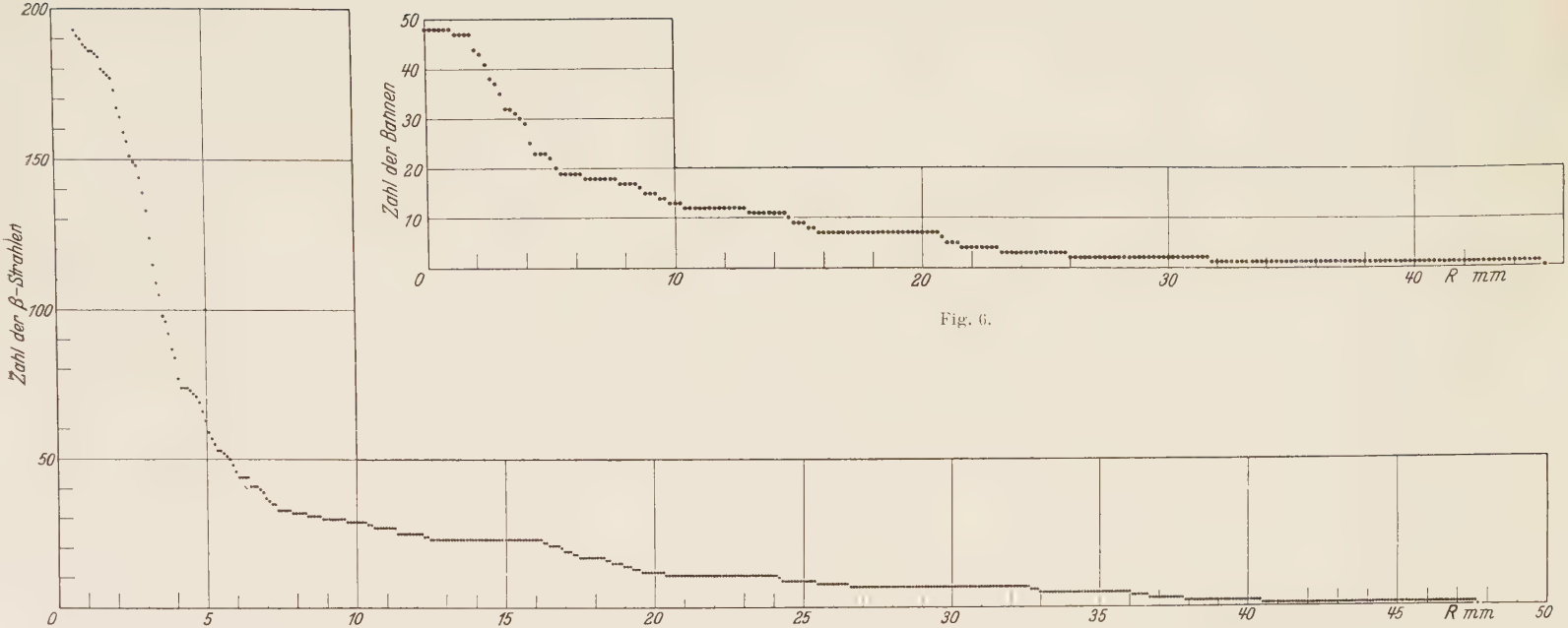

Zahl der β-Strahlen
200
150
100
50
0
5
10
15
20
25
30
35
40
45
R mm
50

Fig. 5.

Zahl der Bahnen
50
40
30
20
10
0
10
20
30
40
R mm

Fig. 6.

messungen an α-Strahlen[1]) folgt $R_{\text{Luft}} : R_{CO_2} = 1{,}42 - 1{,}478$. Zur Umrechnung wurde der Wert 1,478 benutzt. Natürlich kann das Verhältnis der Bremsvermögen für α- und β-Strahlen etwas verschieden sein, auch noch von der Geschwindigkeit der Strahlen abhängen. Aus den Reichweitekurven der L-Elektronen in Luft und CO_2 ergab sich ein Wert von gleicher Größe (1,488).

An der Kurve Fig. 5 findet man wieder die Gruppe, welche den Sekundärelektronen der Bi L-Strahlung zuzuschreiben ist. Die *erste* Gruppe der Streuelektronen ist nicht mehr vertreten. Die Kurve fällt bis gegen 7 mm stark ab, um dann allmählich auf Null abzuklingen. Zwischen 25 und 40 mm scheint ein erneuter Abfall einzusetzen. In diesem Gebiet wären etwa die Photoelektronen der γ-Strahlung von 47,2 ekV zu suchen. Dabei ist zu beachten, daß die Anzahl der β-Strahlbahnen bei verschiedenen Reichweiten durch die Kurve falsch wiedergegeben wird, und zwar aus folgenden Gründen: Ein großer Teil der Strahlen großer Reichweite verlief schon außerhalb des „Bildraumes" der photographischen Kammer bzw. lief schon gegen die Wände der Nebelkammer. Es konnte daher nur der Teil, der einigermaßen in der Bildebene lag, bis zum Ende verfolgt und genau ausgemessen werden (etwa $^1/_3$ der Strahlen > 30 mm). Andererseits war die Ausmessung der kurzen L-Elektronen nicht mehr genau (1 mm CO_2 von N. D. T. entsprach noch nicht 0,3 mm auf der photographischen Platte). Da ihre Zahl hinreichend groß war, wurden zum Ausmessen solche Bahnen ausgesucht, die möglichst parallel der photographischen Platte verliefen. Natürlich sind dadurch auch die Teilchen größerer Reichweite bevorzugt. Von 15 im Mittel auf jeder Platte vorhandenen Bahnen wurden etwa drei bis vier ausgemessen. Im Zwischengebiet, etwa ab 6 mm (bis dahin scheint sich die durch die Ausmeßfehler noch vergrößerte Streuung der Reichweite der L-Elektronen zu erstrecken) dürften quantitativ wohl alle Bahnen ausgemessen sein.

Es trat nun die Frage auf, welchen Ursprung die Bahnspuren in dem Gebiet zwischen den L-Elektronen und den Photoelektronen der γ-Strahlung des Ra D hätten. Es scheint sich um einen kontinuierlichen Untergrund zu handeln, der sich wohl auch noch unter die L-Elektronen erstreckt, nach größeren Reichweiten langsam abfallend. Eine Untersuchung der Richtungsverteilung dieser Bahnen ergab: Auf 17 Strahlen mit einer Vorwärtskomponente kamen in Luft 16 Strahlen mit Rückwärtskomponente. In CO_2 18 auf 13. Dieser Befund spricht eindeutig für einen Photo-

[1]) L. Meitner u. K. Freitag, ZS. f. Phys. **37**, 481, 1926.

prozeß. Um zu entscheiden, ob die Strahlung dem Ra D oder dem Ra E zugehört, wurde eine Reihe Aufnahmen mit einem reinen Ra E-Präparat gemacht, und zwar zur Erhöhung der Ausbeute in einem Argon-O_2-Gemisch (60% Argon), dessen Absorptionsvermögen für Röntgenstrahlen etwa neunmal so groß ist wie das von Luft bei gleichem Druck. Die erhaltene Reichweitekurve zeigt Fig. 6. Die Bahnlängen sind auf Luft umgerechnet, unter Berücksichtigung des Bremsvermögens des Gasgemisches. Für das Verhältnis $R_{\text{Luft}} : R_{\text{Argon}}$ folgt aus Messungen an α-Strahlen[1]) 0,96. Unter Berücksichtigung des Bremsvermögens des gesättigten Alkoholdampfes[2]) erhält man aus dem Wert von 0,96 für das Argon-O_2-Gemisch einen Umrechnungsfaktor von 1,10 auf Luft (Fig. 6).

Vergleicht man Kurve 6 in bezug auf die Intensität etwa mit den Aufnahmen der Serie III, so findet man: Auf 36 Platten der Serie III (Luft) von 538 mm Enddruck wurden 12 Bahnen im Gebiet von 7,5 bis 25 mm ausgemessen, das macht pro Expansion 0,35. Aus Kurve 6 entnimmt man 18 Bahnen $> 7{,}5$ bei 562 mm Enddruck auf acht Platten. Bei einem Verhältnis der Absorptionskoeffizienten von etwa neun ergeben sich, auf 538 mm umgerechnet, 0,216. Die Stärke des Präparates betrug 50% Ra-Äquivalent von dem, welches zu den Aufnahmen der Serie III gedient hatte. Auf dieses umgerechnet erhält man 0,39 Bahnen pro Expansion. Wie man sieht, stimmt die Intensität nahezu mit der des kontinuierlichen Untergrundes (Fig. 5) überein. Der nicht zu vermeidende Gehalt des Ra E an Ra D betrug etwa $3^0/_{00}$, wie durch Auszählen der L-Elektronen nach Abklingen des Ra E auf etwa 5% festgestellt wurde. Damit dürfte erwiesen sein, daß die beobachtete Strahlung dem Ra E und nicht dem Ra D zuzuschreiben ist. Voraussichtlich handelt es sich um in dem Präparatgläschen (Barium) bzw. dem Blei ausgelöste Röntgenbremsstrahlung der β-Strahlen des Ra E. Die längste Bahnspur, welche auftrat, hatte eine Länge von 45 mm Luft N. D, 15^0, entsprechend 52 ekV.

Abhängigkeit der Reichweite von der Energie der β-Strahlen. Die erhaltenen Reichweitekurven der Serien I bis VI boten die Möglichkeit, die mittleren Reichweiten für bestimmte Energien zu ermitteln, und mit anderweitig gemessenen zu vergleichen. Dazu sollen hier nur diejenigen Bestimmungen der Reichweite herangezogen werden, welche durch Ausmessung der Länge von β-Strahlspuren in der Wilsonschen Nebelkammer gewonnen wurden. Bei Absorptionsmessungen in Folien wird die bei

[1]) L. Meitner u. K. Freitag, l. c.

[2]) Das molekulare Bremsvermögen von Äthylalkohol ist = 1,9 bezogen auf O_2 (K. Philipp, l. c.).

β-Strahlen schon große Schwankung der Länge der einzelnen Bahnen durch die Streuung vergrößert, so daß die nach beiden Methoden gemessenen Reichweiten nicht ohne weiteres vergleichbar sind. Genaue Messungen wurden von E. J. Williams[1]) an verschiedenen Gasen vorgenommen. Während die bisherigen Untersuchungen mit gefilterter Röntgenstrahlung gemacht waren, verwandte Williams kristallreflektierte Strahlen und konnte auf diese Weise die Unsicherheit ausschalten, die mit der Bestimmung der mittleren Energie verbunden war.

Um Mißverständnisse zu vermeiden, ist es nötig, klarzustellen, was im folgenden unter Reichweite zu verstehen ist. Es ist zweckmäßig, das arithmetische Mittel der Bahnlängen als „mittlere Reichweite" R[2]) zu bezeichnen. Daneben gibt es noch eine „wahrscheinlichste Reichweite", die dem Maximum der Differentialkurve entspricht. Infolge der Unsymmetrie der letzteren ist die mittlere Reichweite etwas größer als die wahrscheinlichste. Praktisch ist *jene* viel genauer angebbar als das Maximum der Differentialkurve. Im folgenden ist immer die „mittlere Reichweite" gemeint.

Als Reichweite von etwa 130 Strahlen zwischen 1,2 und 6 mm der Serien I, II, III, enthaltend die Photoelektronen der Bi L-Strahlung, in der Folge kurz mit L-Elektronen bezeichnet, wurden 3,125 mm erhalten. Die zugehörige mittlere Energie, es handelt sich ja nicht um monochromatische Strahlung, wurde aus dem bekannten L-Spektrum des Bi[3]) berechnet. Die folgende Tabelle 1 enthält in der ersten Kolonne eine Zusammenstellung der stärksten Linien in Kilovolt, in der zweiten Kolonne ist der Ursprung angegeben. Bei der Angabe der Gewichte mußte berücksichtigt werden, daß die Endniveaus L_1, L_2 und L_3 beim Ra E nicht gleichmäßig angeregt sind. Die dritte Kolonne enthält dementsprechend die Produkte aus den spektroskopischen Intensitäten und dieser relativen Anregung. Zugrundegelegt wurde ein Anregungsverhältnis $L_1 : L_2 : L_3$ wie $50 : 2 : 0{,}5$[4]).

Es wurden nun diese Linien zu vier Gruppen zusammengefaßt, Kolonne 4, 5 und 6. Man berechnet daraus eine mittlere Energie von 13,63 ekV, entsprechend einer Wellenlänge $\lambda = 0{,}906$ Å. Um die kinetischen Energien der β-Strahlen zu erhalten, sind noch die Ablösungsarbeiten abzuziehen. Es wurden folgende Werte benutzt: Luft, K-Kante $\sim$ 4,00 eVolt, L-Kante

[1]) E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. London (A) **130**, 310, 1931.
[2]) E. J. Williams, l. c.
[3]) M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen. Handb. d. Exper.-Physik Bd. 24, S. 280.
[4]) D. H. Black, Proc. Roy. Soc. London (A) **106**, 632, 1924.

$\sim$ 20 eVolt. Die geringe Beimengung von Argon in Luft von etwa 1,3 (Gew.-)% macht fast 15% des gesamten Absorptionsvermögens aus, mit einer K-Kante von 3200 eVolt. Da die Reichweite von β-Strahlen

Tabelle 1.

I	II	III	IV	V	VI
ekV	Übergang	Gewichte	$\overline{\text{ekV}}$	$\overline{\lambda}$ (Å)	Intensität
9,4	$M - L_{III}$	1,8			
10,7	$M - L_{III}$	6,0	10,77	1,146	59,5
10,8	$M - L_{III}$	50,0			
11,7	$M - L_{II}$	3,4			
12,4	$N - L_{III}$	0,8	12,70	0,927	258,6
12,7	$M - L_{I}$	250,0			
12,95	$N - L_{III}$	12,2			
13,0	$M - L_{II}$	110,0	13,15	0,939	438,6
13,2	$M - L_{I}$	320,0			
13,4	$O - L_{III}$	2,5			
14,7	$N - L_{II}$	1,4			
15,2	$N - L_{II}$	25,0			
15,6	$N - L_{I}$	100,0	15,67	0,788	306,4
15,7	$N(O) - L_{I}$	150,0			
16,2	$O - L_{I}$	30,0			

annähernd dem Quadrat der Energie proportional ist, wurde aus den erhaltenen kinetischen Energien der quadratische Mittelwert gebildet. Man erhält so endgültig als mittlere Energie der L-Elektronen 12,73 ekV, entsprechend einer mittleren Reichweite von 3,125 mm. Aus den Serien IV und V folgt für die Reichweite fast der gleiche Wert, trotz größerer Ungenauigkeit. In Tabelle 2 wurde versucht, die Maxima der Differential-

Tabelle 2.

I	II	III	I	II	III
Reichweite des Max.	ekV aus L-Spektr.	ekV beob.	Reichweite des Max.	ekV aus L-Spektr.	ekV beob.
1,35 mm	7,6	8,2	3,25 mm	12,8	12,8
2,2 „	10,2	10,4	4,0 „	15,27	14,2
2,75 „	12,3	11,7	4,75 „	15,7	15,5

kurve (Fig. 4b) den berechneten mittleren Energien der β-Strahlen zuzuordnen. Zum Vergleich sind die den *beobachteten* Reichweiten entsprechenden *Energien* (Kolonne 3) der später zu besprechenden Kurve (Fig. 8) entnommen. Daß die Maxima reell sind, scheint dadurch erwiesen, daß sie in den fünf Einzelserien nahezu die gleiche Lage innehaben. Wenn auch

auf die mehr oder weniger gute Übereinstimmung im einzelnen kein Wert gelegt werden soll, so wird dadurch doch bestätigt, daß es sich wirklich um die L-Strahlung des Bi handelt.

Eine weitere Reichweiteangabe bei bekannter Energie erhält man aus der maximalen Reichweite der *Rückstoßelektronen* der γ-Strahlung des Ra D (47,2 ekV). Zu deren Bestimmung ist in der folgenden Tabelle 3 aus den genauer ausgemessenen Serien II und III die Verteilung der Strahlen

Tabelle 3.

R mm	0		0,2		0,4		0,6		0,8		1,0		1,2
$\Delta N_{beob.}$ . .		38		6		6		2		2		0,5	
$N_{beob.}$ . .	54,5		16,5		**10,5**		4,5		2,5		0,5		0
$\Delta N_{ber.}$ . .		34,6		10,1		4,8		2,8		1,7		0,8	
$N_{ber.}$ . .	55,2		20,6		**10,5**		5,3		2,5		0,8		

von 0 bis 1,3 mm Länge zusammengestellt. Unter Hinzunahme der sehr kurzen, nicht mehr ausmeßbaren Nebelbahnen enthält die Zeile ΔN die aus je zwei benachbarten Werten gemittelte Zahl der Bahnen in einem Intervall von 0,2 mm. N sind die zugehörigen Integralwerte.

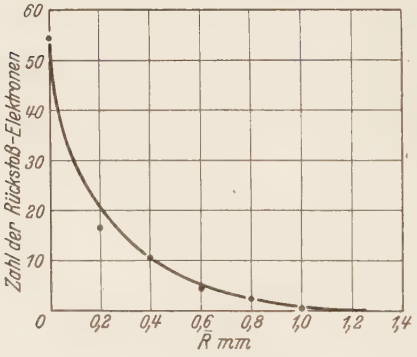


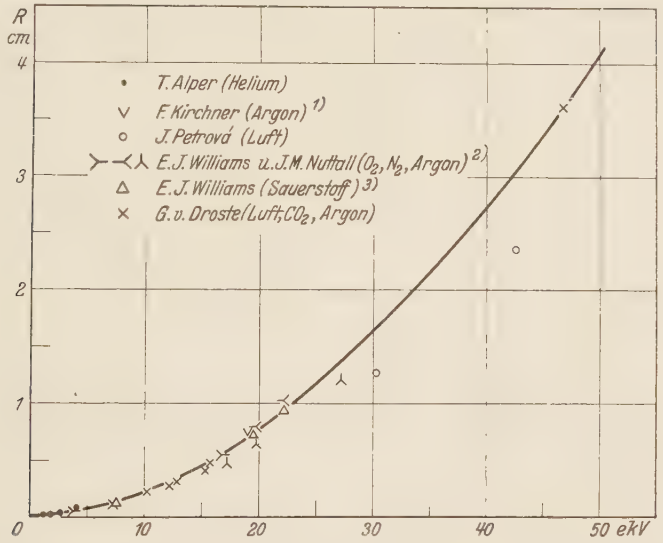
Fig. 7.

In Fig. 7 sind diese Werte in einer Reichweitekurve aufgetragen. Man extrapoliert für die maximale Reichweite einen Wert von 1,25 mm, entsprechend einer maximalen Rückstoßenergie von 7,37 ekV. Die ausgezogene Linie stellt den theoretischen Verlauf dar. Es wurde die Verteilung der Rückstoßelektronen als Funktion ihrer Energie für $E_{max} = 7{,}37$ ekV berechnet und die entsprechenden Reichweiten Fig. 8 entnommen. An der Stelle $R = 0{,}4$ wurde der berechnete Wert mit dem experimentellen zur Deckung gebracht. Die Gesamtzahl stimmt ausnehmend gut mit dem theoretischen Wert überein.

Die mittlere Reichweite der Photoelektronen der Ra D-γ-Strahlung ist den Serien V und VI entnommen. Es wurde das Mittel aller Bahnspuren

gebildet, welche länger als 25 mm waren. Man erhält $R = 36{,}2$ mm, entsprechend der Energie von 46,8 ekV (47,2 ekV = Ablösungsarbeit von 400 eV in CO_2) und $R = 30{,}8$ entsprechend 44,0 ekV (47,2 ekV = Ablösungsarbeit von 3,2 ekV in Argon).

In Fig. 8 sind die Ergebnisse verschiedener genauerer Messungen der Reichweite von Elektronenstrahlen in verschiedenen Gasen zusammengestellt. Ordinate ist die Reichweite als Funktion der kinetischen Energie in ekV. Alle Reichweiteangaben wurden auf Luft von 760 mm Druck und 15° C umgerechnet. Da das relative Bremsvermögen von Gasen bezogen auf Luft für β-Strahlen nicht genau bekannt ist, erfolgte die Um-



1) E. Kirchner, Ann. d. Phys. **83**, 969, 1927. — 2) E. J. Williams und J. M. Nuttall, Phil. Mag. **2**, 1109, 1926. — 3) E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. London (A) **130**, 310, 1931.

Fig. 8.

rechnung mit den aus Reichweitebestimmungen an α-Strahlen erhaltenen Werten. Die verschiedenen Messungen schließen sich recht gut aneinander an. Durch die ausgezogene Kurve wird der gleichmäßige Verlauf dargestellt. Die Werte von T. Alper[1]), welche maximalen Reichweiten entsprechen, liegen, wie man es erwarten sollte, deutlich etwas über der Kurve.

Es muß noch erwähnt werden, daß die von J. Petrová[2]) für Energien von 30,3 und 42,6 ekV gemessenen Reichweiten nach dem Verlauf der Kurve 7 zu klein sind (etwa 25%). Die Diskrepanz ist nur so zu erklären,

[1]) T. Alper, ZS. f. Phys. **76**, 172, 1932.
[2]) J. Petrová, ebenda **55**, 628, 1929.

daß die auf den benutzten Präparaten in der Wilsonkammer entstandene dünne Wasserhaut trotz Erwärmen nicht ganz zu beseitigen war. Die von J. Petrová gegebene Zuordnung der gefundenen Reichweitegruppen zu den Linien des sekundären β-Strahlspektrums von Ra D kann hiervon jedoch nicht berührt werden.

Es liegt nahe, die durch die Kurve 8 dargestellte Abhängigkeit der Reichweite von der Energie mit der von H. Bethe[1]) erhaltenen Formel zu vergleichen. Die theoretische Bremsformel von E. J. Williams[2]) und Chr. Møller[3]) auf den Fall relativistischer Geschwindigkeiten erweitert, gibt den mittleren Energieverlust beim Durchlaufen einer bestimmten Strecke als Funktion der Geschwindigkeit des bewegten Teilchens und der „mittleren Ionisierungsspannung" des bremsenden Gases.

$$\Delta E = \frac{2\pi Z e^4 N \Delta x}{m v^2}\left(ln\,\frac{2 \times 2\pi Z e^4 N \Delta x}{\bar{I}^2(1-\beta^2)} - \beta^2\right).$$

Dabei ist N = Zahl der Atome/cm³, Z = Kernladung des bremsenden Atoms, $\bar{I}$ = mittlere Ionisierungsenergie. Den Wert $\frac{\Delta E}{\Delta R} \sim \frac{\Delta E}{\Delta x}$ kann man direkt der Kurve 8 entnehmen. Setzt man für $\bar{I}$ den von A. Eisl[4]) in Luft erhaltenen Wert von 32,2 Volt/Ionenpaar, so erhält man für den Energieverlust pro Millimeter:

Tabelle 4.

Energie in ekV	$E_{ber.}$ (eV)	$E_{beob.}$ (eV)
15	1921	1860
30	1132	1050
45	827	730

Die Übereinstimmung erscheint ganz befriedigend. Ob die vorliegende Abweichung die der Messung und der Rechnung nach zulässige Fehlergrenze überschreitet, läßt sich nicht sicher entscheiden.

Berechnung der Quantenausbeute. Der Gang der Berechnung der Quantenausbeute ist kurz folgender: Aus der Zahl der in der Nebelkammer beobachteten L-Elektronen, sowie der Streu- und Photoelektronen der γ-Strahlung des Ra D (letztere im folgenden kurz P-Elektronen genannt) wird unter Benutzung der anderweitig für das betreffende Gas bekannten Streu-

[1]) H. Bethe, Ann. d. Phys. **5**, 325, 1930.
[2]) E. J. Williams, Proc. Roy. Soc. London (A) **130**, 328, 1931; **135**. 108, 1932.
[3]) Chr. Møller, Ann. d. Phys. **14**, 531, 1932.
[4]) A. Eisl, ebenda **3**, 277, 1929.

bzw. Absorptionskoeffizienten die Anzahl der durch das Fenster in die Nebelkammer eintretenden Wellenquanten bestimmt. Die Streu- und P-Elektronen müssen dabei den gleichen Wert ergeben. Unter Berücksichtigung der Absorption in dem das Präparat umgebenden Gläschen und der Absorption im Präparat selbst berechnet man die Zahl der charakteristischen L- und der γ-Strahlen, welche das Präparat verlassen. Die Zahl der L-Quanten entspricht aber noch nicht der Zahl der in der L-Schale des Bi „absorbierten" γ-Strahlen, da ein Teil der angeregten Atome durch strahlungslose Übergänge in den Grundzustand zurückkehrt. Kennt man diesen Prozentsatz, so kann man die Anzahl der γ-Strahlen, die in den L-Niveaus absorbiert werden, berechnen. Nun kennt man aus dem magnetischen Spektrum der sekundären β-Strahlen ungefähr das Verhältnis der Anregung der L-Schale zu den übrigen Schalen (M und N). Unter Benutzung dieses Wertes ermittelt man die Gesamtzahl der in der Elektronenhülle des Atoms absorbierten γ-Quanten. Das Verhältnis der absorbierten Strahlen zur Summe der absorbierten + herausgekommenen gibt dann den Prozentsatz der inneren Absorption. Es soll nun kurz diese Rechnung durchgeführt werden.

Da die Reichweitekurven die tatsächlichen Intensitäten der einzelnen Gruppen nicht richtig wiedergeben, weil für diese Kurven nur die bei den jeweiligen Drucken gut ausmeßbaren Strahlen ausgewählt wurden, erfolgte die Bestimmung der Anzahl der β-Strahlen durch besondere Auszählung im Stereoskop aus Aufnahmen der Serien IV, V und VI. Hierbei wurden folgende drei Gruppen verschiedener Bahnlänge unterschieden (alle angegebenen Längen sind auf Luft von 760 mm und 15° bezogen). Die erste Gruppe bilden die Nebelballen ohne erkennbare lineare Ausdehnung, die zweite die Bahnen bis etwa 12 mm, die dritte die langen Photoelektronen der Ra D-γ-Strahlung. Die zweite Gruppe wurde nach den Serien II und III in Streuelektronen bis 1,2 mm und Photoelektronen der Bi L-Strahlung aufgeteilt. Die ersteren wurden mit der Gruppe I in der Kolonne „Streuelektronen" vereinigt. Ferner wurde für die Gruppe III noch eine Korrektur auf den vom Ra E herrührenden Untergrund vorgenommen. (Serie IV und V, bei VI war ein Ra E-freies Präparat verwandt worden.) In der Tabelle 5 ist das Ergebnis der Auszählung zusammengestellt.

Es wurden dann die Absorptionskoeffizienten der L- und γ-Strahlung in Luft, CO_2 und Argon möglichst genau ermittelt. Da der Absorptionskoeffizient des *härteren* Teiles der Bi L-Strahlung von dem des *weicheren* schon stark abweicht, erschien es zweckmäßig, die L-Elektronen in Gruppen zu unterteilen. Diese Unterteilung erfolgte gemäß den vier hauptsächlichen

Liniengruppen des Bi L-Spektrums (Tabelle 1, Kolonne 5), unter Berücksichtigung der spektroskopischen Intensitäten (Kolonne 6). Für die vier mittleren Wellenlängen von $\lambda = 1{,}146$, 0,972, 0,939 und 0,788 Å, sowie

Tabelle 5.

Serien	Gruppen			Streu-elektronen	L-Elektronen	P-Elektronen	Plattenzahl
	I	II	III				
IV (Luft)	35	207	21	54	183	8	16
V (CO_2)	96	302	10	107	284	8	13
VI (Argon)		781	76		781	76	32

für $\lambda = 261$ X-E. wurden nun für die drei Gase die Absorptionskoeffizienten, für $\lambda = 261$ X-E. für Luft und CO_2 auch die Streukoeffizienten bestimmt. Die Werte wurden für die weicheren Strahlen in den drei Gasen und für die γ-Strahlen in Argon den Tabellen und Kurven von E. Jönsson[1]) entnommen. Zur Ermittlung von τ/ϱ sowie σ/ϱ in Luft und CO_2 für $\lambda = 0{,}261$ Å wurde aus μ/ϱ-Bestimmungen von Allen[2]) für $\lambda = 240$, 260 und 280 X-E. an verschiedenen Stoffen eine mittlere Kurve für μ/ϱ als Funktion von Z für $\lambda = 261$ X-E. gezeichnet. Dieser Kurve wurden die μ/ϱ-Werte für Luft, CO_2 und Argon entnommen. Um τ/ϱ zu erhalten, wurde von diesen Werten σ/ϱ abgezogen. Für Luft und CO_2 wurde nach Hewlett und Allen[2]) (an C gemessen) der Wert 0,162, für Argon 0,2 eingesetzt. In der folgenden Tabelle 6 sind die benutzten Werte zusammengestellt. Die letzte Zeile enthält den Streukoeffizienten. Die nach Allen interpolierten Werte stehen in Klammern. Die Genauigkeit von τ/ϱ dürfte nicht allzu groß sein. Für Luft erhält man für das Verhältnis σ/τ aus Tabelle 6 5,8, während sich aus Tabelle 5 ein experimenteller Wert von 6,7 ergibt, in, bei Berücksichtigung der geringen Teilchenzahl, guter Übereinstimmung mit anderen Messungen. Bei CO_2 ist infolge kleinerer Reichweite und größeren Druckes bei den Aufnahmen die Zahl der Streuelektronen viel unsicherer.

Für den in der Nebelkammer herrschenden Enddruck, sowie die betreffende Temperatur wurde dann der Bruchteil der absorbierten Strahlung berechnet. Der Weg in der Nebelkammer betrug 16 cm.

Um die Absorption im Präparatgläschen zu bestimmen, wurde aus dessen Bestandteilen ein mittleres Z berechnet. Das Material war Jenaer Geräteglas 20. Da das Absorptionsvermögen nahezu mit Z^4 steigt, wurde

[1]) E. Jönsson, Dissertation Upsala 1928.

[2]) Handb. d. Exper.-Phys. Bd. 24, S. 481; P. Mertz, Phys. Rev. **28**, 891, 1926.

der Mittelwert der vierten Potenzen von Z gebildet. Für die L-Strahlung ergab sich $\overline{Z} = 12{,}965$, für $\lambda = 0{,}261$ Å $\overline{Z} = 15{,}77$. Die Werte sind verschieden infolge der K-Kante des Bariums, welches zu 3,2% im Jenaer Glas enthalten ist. Die Dichte des Glases ist = 2,418. In der letzten Kolonne der Tabelle 6 stehen die benutzten Schwächungskoeffizienten. Die Werte für die weiche Strahlung sind den Tabellen von E. Jönsson[1]) entnommen, der für $\lambda = 261$ X-E. der nach Allen[2]) gezeichneten Kurve. Die Bodendicke der beiden benutzten Präparatgläschen betrug 1,1 mm.

Tabelle 6.

λ Å	τ/ϱ Luft	τ/ϱ CO_2	τ/ϱ Argon	μ/ϱ Jen. Glas
1,146	3,79	4,21	49,1	50,54
0,972	2,30	2,56	30,6	31,19
0,939	2,13	2,33	28,0	28,29
0,788	1,23	1,38	16,9	16,95
0,261	(0,028)	(0,032)	0,62 (0,7)	(1,56)
0,261	σ/ϱ (0,162)	σ/ϱ (0,162)		

Nach vorstehenden Angaben wurde die Anzahl der Lichtquanten berechnet, welche auf ein im Gas der Kammer absorbiertes bzw. gestreutes Lichtquant das Präparat verlassen. Die Werte für die drei Gase sind in Tabelle 7 zusammengestellt (a), daneben steht die Zahl der pro Expansion beobachteten Elektronenstrahlen (b).

Tabelle 7.

Strahlung	Luft		CO_2		Argon	
	a	b	a	b	a	b
L-Strahlung . . .	$6{,}38 \cdot 10^2$	11,44	$4{,}19 \cdot 10^2$	21,85	$0{,}411 \cdot 10^2$	24,4
0,261 A (Absorpt.)	$31{,}2 \cdot 10^2$	0,5	$19{,}2 \cdot 10^2$	0,62	$0{,}91 \cdot 10^2$	2,375
0,261 Å (Streuung)	$5{,}4 \cdot 10^2$	3,38	$3{,}78 \cdot 10^2$	8,2		

Für die weiche L-Strahlung muß aber noch eine Korrektur wegen der Absorption im Präparat selbst angebracht werden. Da RaD ein Bleiisotop ist, wird die Absorption der Bi-Strahlung schon selektiv erfolgen. Der Absorptionskoeffizient wurde den Tabellen von E. Jönsson[1]) entnommen. Da die mittlere Wellenlänge der Bi L-Strahlung $\lambda = 0{,}906$ Å zwischen der L_2- und L_3-Kante von Blei liegt, wurde der K-Absorptionskoeffizient mit E_{L_3}/E_K multipliziert. Unter Berücksichtigung, daß die Menge RaD,

[1]) E. Jönsson, l. c.
[2]) Handb. d. Exper.-Phys., l. c.

welche mit Ra im Gleichgewicht steht, $= 9{,}4 \cdot 10^{-3}$ ist, bestimmt man die wirklich vorhandene Menge Ra D. Mit dem Absorptionskoeffizienten $\mu/\varrho = 212$ wurde der absorbierte Bruchteil für beide Präparate berechnet. Für das Präparat 1 von 23 mg Ra-Äquivalent bei 0,2 cm² Bodenfläche des Gläschens findet man, daß 10,7 % im Innern absorbiert werden. Dieses Präparat wurde zu den Serien I bis V benutzt. Das andere Präparat, 43 mg und 0,14 cm² Bodenfläche, welches zu den Serien VI benutzt wurde, absorbierte sogar 25 %. Um das entsprechende sind daher die Zahlen für die L-Quanten zu erhöhen. In der Tabelle 8 sind nach Multiplikation der Kolonnen a und b die Zahlen der während der Dauer einer Expansion vom Präparat in den durch die Blenden bedingten räumlichen Winkel ausgestrahlten Wellenquanten wiedergegeben. Die Werte für Argon sind auf die Blende 6,0 mm umgerechnet (Faktor 18,4). Für Luft wurde berücksichtigt, daß etwa 15 % der Absorption dem Argongehalt zuzuschreiben ist.

Tabelle 8.

	Luft	CO_2	Argon
L-Quanten	$6{,}95 \cdot 10^3$	$10{,}3 \cdot 10^3$	$24{,}6 \cdot 10^3$
γ-Quanten aus dem Photoeffekt . . .	$1{,}33 \cdot 10^3$	$1{,}19 \cdot 10^3$	$3{,}98 \cdot 10^3$
γ-Quanten aus dem Rückstoßeffekt . .	$1{,}82 \cdot 10^3$	$3{,}10 \cdot 10^3$	

Ein Vergleich der Zahlen zeigt, daß die Anzahl der L-Elektronen in Luft und CO_2 innerhalb der zu erwartenden Schwankungen gleich ist, in Argon dem etwa doppelt so starken Ra D-Präparat entsprechend, etwa doppelt so groß. Die Zahl der γ-Quanten, aus dem Photoeffekt und Streueffekt berechnet, sollte übereinstimmen. Für Luft ist das auch praktisch der Fall. Für CO_2, wo etwas weniger Bahnen ausgezählt wurden, ist die Übereinstimmung schlecht. Die Absolutwerte für Luft und CO_2 sind nicht direkt vergleichbar, da für CO_2 das Expansionsverhältnis (und damit möglicherweise die Einwirkungsdauer der einfallenden Strahlung) größer ist als für Luft.

Um die Gesamtanregung im L-Niveau zu erhalten, muß man versuchen, die Zahl der strahlungslosen Übergänge abzuschätzen. Die einzigen Angaben für die L-Schale, die man hat, bestehen aus zwei Werten, die P. Auger[1]) an Kr und X ($Z = 36$ und 54) durch Auszählen tertiärer Elektronen gewonnen hat. Aus diesen beiden Angaben kann der Wert für $Z = 83$, Bi, in folgender Weise extrapoliert werden. Nach Auger ist das Verhältnis der Elektronenemission zur Strahlung, μ_E/μ_S, für Kr = 6,7, für X = 3,0.

[1]) P. Auger, Ann. de phys. **6**, 224, 1926.

Nimmt man einen irgendwie gleichmäßigen Gang dieses Verhältnisses als Funktion der Kernladungszahl an, so kann man dies in der Form eines Z^n-Gesetzes tun, wobei n irgendeine Konstante ist. Man erhält aus obigen beiden Werten $n = 1{,}98$ und errechnet damit für $Z = 83$ $\mu_E/\mu_S = 1{,}28$. Auf Prozente umgerechnet ergibt das 43,8% Strahlung und 56,2% Elektronenemission. Man hat danach die Zahl der L-Quanten noch mit 2,28 zu multiplizieren, um die gesamte Anregung der L-Niveaus zu erhalten.

Um die Gesamtzahl der in der Elektronenhülle absorbierten Kern-γ-Strahlen zu ermitteln, muß man das Verhältnis der Absorption in den übrigen Niveaus zu der in der L-Schale kennen. Aus von L. Meitner[1]) an Linien des sekundären β-Strahlspektrums von Ra D erhaltenen älteren Photometerkurven und Schätzungen der Intensitäten der Linien von D. H. Black[2]), sowie aus neueren Photometerkurven folgt für das Verhältnis der Anregungen der einzelnen Schalen: $L : M : N = 52 : 35 : 10$. Danach beträgt die Gesamtanregung etwa das 1,9fache der Anregung der L-Schale. Die gesamte innere Anregung erhält man daher, indem man die Zahl der L-Quanten aus Tabelle 8 mit $2{,}28 \cdot 1{,}9 = 4{,}33$ multipliziert. Für die Zahl der γ-Quanten wurde das Mittel aus den Photoelektronen und den Streuelektronen genommen.

Tabelle 9.

	$L+M+N$-Anregungen	γ-Quanten	γ-Quanten/Anreg. + γ-Quanten
Luft	$30{,}1 \cdot 10^3$	$1{,}58 \cdot 10^3$	$4{,}98 \cdot 10^{-2}$
CO_2	44,6	2,14	4,58
Argon	106,5	3,98	3,60

Infolge der Unsicherheit in der Kenntnis des Absorptionskoeffizienten für die Wellenlänge von 261 X-E. in Luft und CO_2, sowie der geringen Anzahl gezählter Teilchen sind die Werte für Luft und CO_2 viel ungenauer wie der in Argon gewonnene Wert. Die Zahl von $3{,}60 \cdot 10^{-2}$ γ-Quanten für einen Zerfallsprozeß steht in guter Übereinstimmung mit den von S. Bramson[3]), E. Stahel und G. J. Sizoo[4]) und E. Stahel[5]) erhaltenen Werten. Grenzen der Genauigkeit anzugeben, dürfte schwer sein. Die größte Unsicherheit liegt in der Berechnung der Gesamtanregung aus der Zahl der emittierten L-Quanten. Die gute Übereinstimmung mit den nach ganz anderen Me-

[1]) L. Meitner, ZS. f. Phys. **11**, 35, 1922.
[2]) D. H. Black, Proc. Roy. Soc. London (A) **109**, 166, 1925.
[3]) S. Bramson, l. c.
[4]) E. Stahel u. G. J. Sizoo, ZS. f. Phys. **66**, 741, 1930.
[5]) E. Stahel, ebenda **68**, 1, 1931.

thoden erhaltenen Werten zeigt aber, daß der Fehler nicht allzu groß sein kann.

Man kann noch die Gesamtzahl der angeregten Ra D-Kerne (Kolonne 1 und 2 der Tabelle 9) mit der Stärke des Präparates, d. h. der Zahl der pro Zeiteinheit zerfallenden Atome vergleichen. Das γ-Strahlbüschel war begrenzt durch eine Blende von 6,0 mm Durchmesser in 60 mm Abstand vom Präparat. Daraus berechnet sich der Raumwinkel zu $6{,}3 \cdot 10^{-4}$. Die Zahl der zerfallenden Atome ist bei 1 mg Ra-Äquivalent $3{,}7 \cdot 10^7$ Teilchen pro Sekunde. Setzt man für die wirksame Zeitdauer der Ausbildung der Strahlen in der Nebelkammer etwa $^1/_{10}$ sec, so erhält man für die Zahl der angeregten Atome pro $^1/_{10}$ sec bezogen auf den angegebenen Raumwinkel $2{,}34 \cdot 10^3$ auf 1 mg Ra-Äquivalent. Für das Präparat von 23 mg daher $54 \cdot 10^3$, für das andere von 43 mg $100 \cdot 10^3$, in befriedigender Übereinstimmung mit den Werten der Tabelle 9 für die Gesamtzahl der angeregten Ra D-Kerne.

Zusammenfassung.

1. Die vom Ra D ausgehende Wellenstrahlung wird nach der Wilsonmethode durch Sichtbarmachung der in Gasen ausgelösten Photo- und Streuelektronen untersucht. Zu diesem Zweck werden Aufnahmen in Luft, Kohlensäure und Argon gemacht, im ganzen etwa 1200. Bei einem Teil der Aufnahmen wurde zur Nebelbildung in der Wilsonkammer Äthylalkohol verwandt. Es werden dadurch bessere Aufnahmen erzielt als mit Wasserdampf.

2. Es werden etwa 500 Bahnspuren ausgemessen. Außer den Streu- und Photoelektronen der monochromatischen γ-Strahlung von 261 X-E. werden die Photoelektronen der durch die „innere Absorption" der γ-Linie angeregten L-Strahlung gefunden.

3. Den mittleren Reichweiten der drei beobachteten Gruppen von Elektronenstrahlen von 1,25, 36,2 und 3,1 mm entsprechend den Streu- und Photoelektronen der γ-Linie und den Photoelektronen der Bi L-Strahlung wurden die entsprechenden Energien in ekV zugeordnet. Es wurde unter Hinzunahme anderweitig gemessener Werte eine Kurve gezeichnet, welche die Abhängigkeit der Reichweite von der Energie der γ-Strahlen von 0 bis 50 ekV wiedergibt.

4. Aus der Anzahl der beobachteten L-Quanten wird die Gesamtanregung in der Elektronenhülle bestimmt und mit der Zahl der vom Kern ausgesandten γ-Quanten verglichen. Es wird gefunden, daß auf 100 angeregte Kerne 3,6 γ-Quanten das Atom verlassen.

5. Größenordnungsmäßig ist jeder zerfallende RaD-Kern mit der der γ-Linie von 261 X-E. entsprechenden Energie angeregt.

Die vorliegende Arbeit wurde in der physikalisch-radioaktiven Abteilung des Kaiser Wilhelm-Instituts für Chemie, Berlin-Dahlem, auf Anregung und unter Leitung von Frau Prof. Dr. L. Meitner ausgeführt.

An dieser Stelle möchte ich Frau Prof. Meitner für die freundliche Unterstützung und die vielen Anregungen bei der Durchführung dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Für die kostenlose Überlassung von photographischen Platten bin ich der Agfa, I. G. Farbenindustrie A.-G. zu großem Dank verpflichtet.

Ferner danke ich der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen A.-G., Höllriegelskreuth, für die unentgeltliche Überlassung von Argon.

Lebenslauf.

Ich, Gottfried Frhr. v. Droste wurde am 11. Januar 1908 als Sohn des Dr. M. Frhr. v. Droste in Neupasing b. München geboren.

Die Reifeprüfung legte ich im Jahre 1926 am Gymnasium zu Heidelberg ab. Ich studierte in der Zeit vom 1. Mai 1926 bis Herbst 1927 an der Universität Heidelberg, W. S. 1927/28 und S. S. 1928 an der Universität München, ab Herbst 1928 bis Frühjahr 1932 an der Universität Berlin.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren: A. Becker, C. Caratheodory, K. Freudenberg, Ph. Lenard, H. Liebmann, Frau Prof. L. Meitner, H. Reichenbach, W. Salomon-Calvi, E. Schrödinger, A. Sommerfeld, W. Wien, M. Wolf.